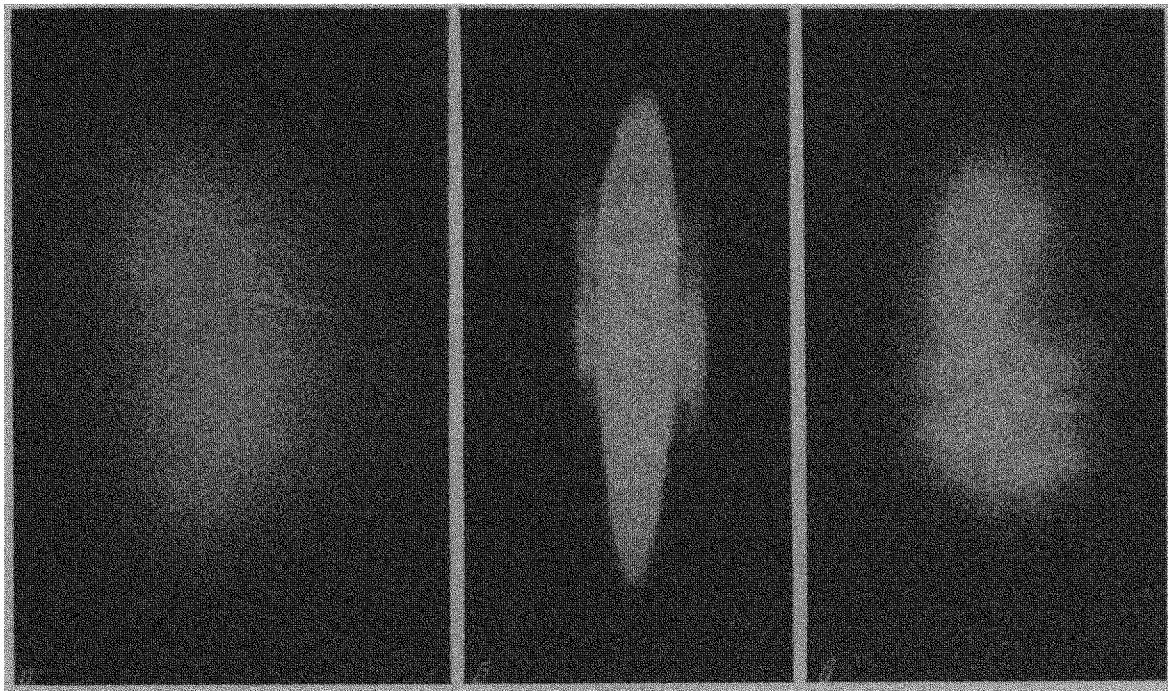


О ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГА СВЕТОВОГО ПРОБОЯ В ВОЗДУХЕ

С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, М.М.Струков, Р.В.Хохлов

Явление пробоя газа в фокусе интенсивной световой волны, наблюдавшееся в [1-4], может быть связано как с лавинным размножением свободных электронов (теория этого процесса дана в [5]), так и с многофотонными процессами (см.[6,7]). Хотя измеренная в [2,3] зависимость пороговой напряженности светового поля $E^{(n)}$ от давления удовлетворительно описывается теорией лавинного пробоя, влияние многофотонных процессов нельзя считать полностью исключенным. На это обстоятельство указывают, в частности, Нельсон и др.[8], измерявшие поглощение в воздухе вблизи порога пробоя и интерпретирующие свои результаты на основе представлений о многофотонных процессах. Следует отметить, что во всех перечисленных работах световой пробой изучался на одной и той же волне $\lambda \approx 0,7 \mu\text{мк}$. Нам представляется, что определенную ясность в указанный вопрос можно внести, измеряя частотную зависимость пороговой напряженности электрического поля. Действительно, согласно [5], при лавинном размножении свободных электронов пороговая напряженность $E^{(n)}$ возрастает с ростом частоты. С другой стороны, в соответствии с [7] вероятность ионизации в сильном световом поле пропорциональна $\exp(-I_0/\hbar\omega)$, где I_0 - эффективный потенциал ионизации и, следовательно, при фотоионизации величина $E^{(n)}$ с ростом час-



Фотографии поперечной структуры пучка основного излучения и второй гармоники:
а — основное излучение, б — вторая гармоника для $|l| > L_k$, в — вторая гармоника для $|l| < L_k$

тоты уменьшается. Однако при использовании в таких измерениях разных лазеров (в настоящее время пробой удается наблюдать лишь в полях рубинового лазера и лазера на неодимовом стекле) возникают систематические ошибки, связанные с различной расходностью их излучения, разными условиями фокусировки и т.п. Сравнительно малое отличие частот (всего в 1,5 раза) делает поэтому такие измерения весьма трудными. В связи со сказанным мы использовали для изучения светового пробоя излучение лазера на стекле с неодимом ($\lambda_1 = 1,06 \mu\text{m}$) и его вторую гармонику ($\lambda_2 \approx 0,53 \mu\text{m}$). Здесь при определенных условиях удается получить световые пучки с весьма близкой геометрией и достаточно надежно контролировать соотношение длительностей импульсов.

В наших опытах удвоение частоты неодимового лазера с модулируемой добротностью производилось в кристалле КДП. Соотношение расходностей пучка основного излучения (α_1) и второй гармоники (α_2) зависит от соотношения между когерентной длиной нелинейного взаимодействия $L_K = 2\pi/K\alpha_1$ (здесь K - коэффициент, определяемый дисперсионными свойствами кристалла, см, например, [9-11]) и длиной кристалла L . При $L > L_K \alpha_2 < \alpha_1$ излучение гармоники состоит из набора полос, интенсивность которых меняется как $(\sin \alpha / \alpha)^2$, а при $L \leq L_K \alpha_2 \approx \alpha_1$.

На рисунке представлены фотографии поперечной структуры основного излучения и второй гармоники для обоих указанных случаев. В наших опытах реализовался случай $L \approx L_K$; $L = 2 \text{ см}$; $\alpha_1 \approx 10'$.

Схема измерений порога была обычной. Излучение лазера или второй гармоники фокусировалось в воздухе с помощью плосковыпуклых линз (при этом в значительной мере исключалась сферическая aberrация) с фокусными расстояниями $f = 4 \text{ см}$ и $f = 6 \text{ см}$. Энергия излучения $W_{1,2}$ измерялась с помощью калориметра, расположенного таким образом, что его входной зрачок превышал сечение пучка, выходящего из фокуса.

Квадраты напряженностей пороговых полей $E_1^{(n)}$ и $E_2^{(n)}$ относятся как

$$[E_1^{(n)} / E_2^{(n)}]^2 = W_1^{(n)} \sigma_2 t_2 / W_2^{(n)} \sigma_1 t_1, \quad (1)$$

где $W_{1,2}^{(n)}$ — пороговые энергии, измеренные калориметром (эти значения фиксируются по появлению искры с точностью $\sim 20\%$); $\sigma_{1,2}$ — площади фокусного пятна на основной волне и на второй гармонике, $t_{1,2}$ — длительности соответствующих импульсов.

Типичные значения экспериментально определенных отношений $\xi = W_1^{(n)} / W_2^{(n)}$ и средние значения, полученные для десяти измерений, приведены ниже:

Линза $f = 4 \text{ см}$

$$\xi \quad 0,58 \quad 0,62 \quad 0,70 \quad 0,49 \quad 0,6 \quad \bar{\xi} = 0,6; \frac{\sqrt{1-\xi^2}}{\bar{\xi}} = 25\% \pm 30\%$$

Линза $f = 6 \text{ см}$

$$\xi \quad 0,6 \quad 0,58 \quad 0,64 \quad 0,6 \quad 0,66 \quad \bar{\xi} = 0,63; \frac{\sqrt{1-\xi^2}}{\bar{\xi}} = 25\% \pm 30\%$$

Отношение t_2/t_1 в наших опытах составляло обычно $(\overline{t_2}/t_1) \approx 0,75$ (импульс второй гармоники является квадратом импульса основного излучения). Отношение σ_2/σ_1 в силу вышесказанного (см. также рисунок) всегда меньше или равно единице (в наших опытах возможны значения σ_2/σ_1 от 1 до $0,85 \div 0,7$). Диаметр фокусного пятна $D_{1,2}$ определялся нами как $D = \alpha f$. При такой оценке типичные абсолютные значения пробойного поля $E_1^{(n)} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ ($D_1 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}; t_1 \approx 40 \cdot 10^{-9} \text{ сек}; W_1^{(n)} \approx 0,3 \text{ дж}.$).

Результаты проведенных опытов показывают, по нашему мнению, что доминирующим в механизме пробоя на волнах длиннее $\lambda = 0,53 \mu\text{мк}$ является эффект лавинного размножения свободных электронов. Действительно, при лавинном размножении свободных электронов по закону $N = N_0 \exp(t/\theta)$ пробой соответствует определенному значению показателя экспоненты t_i/θ_i ($i=1,2$), достигнутому за время светового импульса. Постоянная времени электронной лавины θ_i , если считать процесс размножения чисто классическим, в соответствии с [5], $\theta_i \sim k I_1 \omega_i^2 / E_i^2$, где I_1 — энергия, необходимая для ионизации атома, и k — коэффициент. Таким образом, в момент возникновения пробоя фиксировано значение $t_i E_i / \omega_i^2$ и, следовательно,

$$\eta = \frac{W_1^{(n)}}{W_2^{(n)}} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}. \quad (2)$$

В силу вышесложенного $\delta_{\text{эксп}} \approx 0,4 \pm 0,5$, и эта величина превышает значение $\delta_{\text{теор}} = 0,25$, даваемое (2). Указанное расхождение лежит вне пределов ошибки эксперимента; его, по-видимому, можно отнести либо за счет квантовых эффектов при наборе энергии свободным электроном, либо за счет многофотонного поглощения. Об определенном вкладе последнего говорят, по-видимому, результаты проведенных нами опытов по измерению поглощения света в фокусе линзы в предпробойном состоянии.

Предпробойное поглощение на $\lambda_1 = 1,06 \mu\text{мк}$ $\sim 10\%$, а на $\lambda_2 = 0,53 \mu\text{мк}$ $\sim 20\%$.

В заключение отметим, что использование генераторов гармоник позволяет изучить эффект пробоя в бигармонических полях. Предварительные эксперименты показали, что в воздухе имеет место совокупное действие поля основной частоты и второй гармоники. Интересным является изучение частотной зависимости пробоя в конденсированных средах. Некоторые результаты изучения пробоя в жидкостях мы предполагаем опубликовать в другом месте.

Мы признательны Г.А.Аскарьяну и Ф.В.Бункину за полезные дискуссии и Н.К.Кулаковой за помощь в измерениях.

Московский государственный
университет

Поступило в редакцию
20 февраля 1965 г.

Литература

- [1] E.K. Dammon, R.G. Tomlinson. Appl. Optics, 2, 546, 1963.
- [2] R.G. Meyerhand, A.F. Haught. Phys. Rev. Lett., 11, 401, 1963.
- [3] R. Mink. J. Appl. Phys., 35, 252, 1964.
- [4] С.Л. Мандельштам, П.П. Пашинин, А.В. Прохиндеев, А.М. Прохоров, Н.К. Суходрев. ЖЭТФ, 47, 2003, 1964.
- [5] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [6] Ф.В. Бункин, А.М. Прохоров. ЖЭТФ, 46, 1090, 1964.
- [7] Л.В. Келдыш, ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
- [8] P. Nelson, P. Veyrie, M. Berry, Y. Durand. Phys. Lett., 13, 226, 1964.
- [9] D. Kleinman. Phys. Rev., 128, 1761, 1962.
- [10] С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М., 1964.
- [11] С.А. Ахманов, А.И. Ковригин, О.Н. Чунаев, Р.В. Хохлов. ЖЭТФ, 45, 1336, 1963.

1) При измерении $W_{1,2}^{(n)}$ линза убиралась.